

НЕСТАБИЛЬНОСТЬ ЧАСТИЦ, ОТВЕТСТВЕННЫХ ЗА АНОМАЛИИ
В ПОГЛОЩЕНИИ АДРОННЫХ ЛАВИН С НАЧАЛЬНЫМИ ЭНЕР-
ГИЯМИ ~ 100 ТэВ

Е. В. Базаров, С. И. Никольский, В. И. Яковлев

УДК 537.591.15

Анализ характеристик адронных лавин в свинце при начальных энергиях ~ 100 ТэВ указывает на нестабильность частиц, затягивающих поглощение лавин. Сравнение этих результатов с литературными данными о глубине максимума широких ливней в атмосфере позволяет оценить время жизни частиц в $10^{-11} + 10^{-12}$ с.

В работах /1-3/ было показано, что во взаимодействиях адронов при энергиях выше 40 ТэВ генерируются частицы, приводящие к замедлению поглощения потока энергии в калориметре (рис. 1).



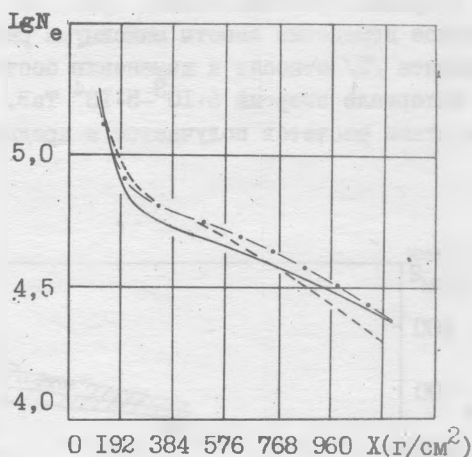
Р и с. 1. Зависимость длины поглощения от энергии адронных каскадов

В качестве единственно возможного объяснения наблюдаемого уменьшения поглощения адронных лавин в работах /1-3/ было высказано предположение о генерации в неупругих адрон-ядерных столкновениях при энергии выше 40 ТэВ каких-то частиц, имеющих малое эффективное сечение или (и) малый коэффициент неупругости. При этом энергия, уносимая этими частицами, должна составлять $\approx 25\%$ от энергии налетающего адрона.

Для проверки этого предположения были предприняты расчеты развития и поглощения каскада адронов в свинце с учетом имеющихся экспериментальных данных и в различных предположениях о неизвестных параметрах. Расчеты показали, что помимо приведенного выше предположения единственным эффектом, который может "затянуть" поглощение лавины в реальных условиях эксперимента, является ионизация, вызываемая частицами из ядерных расщеплений. Так как ядерные расщепления образуются адронами всех энергий, максимум в числе расщеплений может сказаться на глубинах в 3-5 пробегов для ядерного взаимодействия и исказить ожидаемое экспоненциальное поглощение. В явном виде это получается при следующих крайних предположениях: 1) пионы с энергией ниже 3 ТэВ всю свою энергию передают в ядерные расщепления, 2) пионы больших энергий имеют коэффициент неупругости 0,5, сохраняя при этом свой электрический заряд. Результат расчета показан на рис. 2. Приведенные предположения относятся к пионам низких энергий и, вследствие этого, искажение экспоненциального поглощения должно наблюдаться для адронных лавин при энергиях как выше, так и ниже 40 ТэВ. На эксперименте это не обнаруживается, что означает несоответствие реальности таких предположений - прежде всего, коэффициент неупругости во взаимодействиях пион-ядро свинца близок к 1. На том же рисунке показаны результаты расчета с 25% вкладом по энергии адронов, отличных от пионов и нуклонов. Энергетический порог для генерации необычных адронов 40 ТэВ, пробег для неупругого столкновения с ядрами свинца $\lambda_{\Sigma} = 1000 \text{ г/см}^2$, коэффициент неупругости $K_{\Sigma} = 1$. Сравнивая с экспериментальным значением $L = 1050 \text{ г/см}^2$, можно сделать заключение либо о большем вкладе этих частиц, либо о большем $\lambda_{\Sigma}/K_{\Sigma}$.

Анализ /4/ наблюдаемых на опыте индивидуальных адронных лавин с энергией 100 ТэВ и выше выявляет две особенности этого явления: I. Далеко не все адронные лавины с энергией выше 40 ТэВ

аномальны по своему поглощению. Доля аномально поглощающихся лавин растет с энергией. Простейшим объяснением этого на данном этапе анализа, без разделения случаев одиночных адронов и стволов широких атмосферных ливней, является учет того обстоятельства, что группы адронов с суммарной энергией выше порога нового явления могут не содержать частиц с энергией выше этого порога. 2. Аномалии в поглощении лавин сосредоточены в их центральной части, а на расстояниях $> 0,6$ м от оси лавины поглощение соответствует обычному для нуклон-пионных лавин.



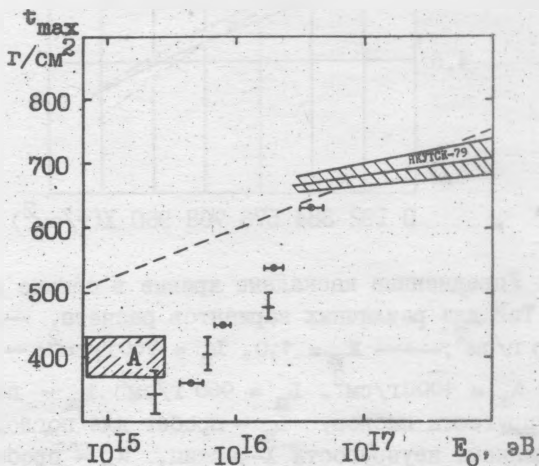
Р и с. 2. Усредненные каскадные кривые в свинце при энергии $E_0 = 100$ ТэВ для различных вариантов расчета. — $K_{\pi} = 0,7$, $L_{\pi} = 1100$ г/см²; - - - $K_{\pi} = 1,0$, $L_{\pi} = 760$ г/см²; - · - $K_{\pi} = 1,0$, $K_X = 1,0$, $\lambda_X = 1000$ г/см², $L_{\pi} = 960$ г/см² K_{π} - полный коэффициент неупругости пионов, L_{π} - пробег для поглощения, K_X - полный коэффициент неупругости X-частиц, λ_X - пробег для взаимодействия X-частиц

Обе приведенные характеристики "длинных" лавин указывают на отсутствие заметного накопления в атмосфере частиц с пониженным эффективным сечением или (и) малым коэффициентом неупругости. Это возможно при нестабильности этих частиц, но, если

частицы имеют распадный пробег, сравнимый с размерами calorиметра или превышающий их, с ростом энергии первичных частиц замедление развития лавины должно было проявиться и в развитии широких атмосферных ливней.

Новые данные /5,6/ о зависимости высоты максимума широких атмосферных ливней от энергии первичной частицы связали между собой несколько разноречивые данные об областях энергий $\sim 10^3$ ТэВ и $\sim 10^5$ ТэВ и выявили довольно узкую область энергий, где высота максимума развития ливня быстро уменьшается с увеличением энергии первичных частиц (рис. 3).

Значительное изменение высоты максимума развития ливня авторы эксперимента /5/ относят к изменению состава первичного излучения в интервале энергий $5 \cdot 10^3 - 5 \cdot 10^4$ ТэВ. Наиболее согласное с результатами расчетов получается в предположении, что пер-



Р и с. 3. Энергетическая зависимость положения максимума числа частиц в широком атмосферном ливне: А - работа /7/, + - работа /6/, • - работа /5/, Якутск - работа /8/, --- - расчеты /9/, нормальный состав первичного космического излучения, модель скейлинга с растущим сечением

вичное космическое излучение состоит только из ядер железа при энергии $\sim 5 \cdot 10^3$ ТэВ и имеет чисто протонный состав при $\gg 5 \cdot 10^4$ ТэВ. Ни в каких работах по исследованию состава первичного излучения такого результата пока не получилось.

Если быстрое изменение высоты максимума развития ливня связывать с образованием при неупругих нуклон-ядерных столкновениях нестабильных частиц, уносящих более 20% энергии первичного нуклона, то, помимо быстрого изменения высоты максимума развития ливня, ядернокаскадная лавина в атмосфере должна обладать двумя особенностями, наблюдаемыми в реальных ливнях. Определенная на опыте высота максимума ливней с первичной энергией $\sim 10^{15}$ эВ более чем на 100 г/см² выше высоты, ожидаемой при справедливости скейлинга во фрагментационной части вторичных частиц. Генерация во фрагментационной части вместо лидирующих пионов новых частиц, имеющих при первичных энергиях ниже $5 \cdot 10^3$ ТэВ распадные пробеги ≤ 300 м в атмосфере при адронном канале распада, по-видимому, преобладающем для масс частиц $\gtrsim 2$ Гэв/с², может привести к наблюдаемому в /5,6/ смещению максимума. В то же время наличие лептонных каналов распада может качественно привести к наблюдаемой диспропорции (гамманизации /10/) между электронно-фотонной и другими компонентами ливня - второй особенностью широких атмосферных ливней.

Верхняя граница области быстрого изменения высоты максимума развития ливня может объясняться различными способами. Если предполагаемые новые частицы имеют эффективное сечение для взаимодействия с ядрами воздуха в 3-5 раз меньше, чем нуклоны, то при увеличении с ростом энергии распадного пробега в атмосфере до 3000 м и более возвращение энергии в обычный пионный каскад происходит путем неупругих столкновений. Однако слабое изменение высоты максимума развития ливня при первичных энергиях $\geq 10^5$ ТэВ /8/ может быть объяснено и без конкурирующего процесса ядерного взаимодействия новых частиц тем, что изменение высоты максимума развития ливня за счет 20-40% первичной энергии, передаваемых в новые частицы, происходит лишь вблизи максимума развития ливня. Добавка же меньшей доли первичной энергии вдали от максимума развития, когда этот поток энергии уменьшился в несколько раз, не смещает основной максимум, а изменяет поглощение ливня в нижней части атмосферы.

Для оценки времени жизни частиц τ_0 примем, что частицы: 1) распадаются в калориметре или взаимодействуют с ядрами свинца, не распадаясь в пределах калориметра, при первичных энергиях лавин $E_1 \geq 50$ ТэВ, 2) распадаются в атмосфере при первичных энергиях лавин $E_2 A \leq 5 \cdot 10^3$ ТэВ на пути ~ 300 м, 3) при первичных энергиях $E_3 A \geq 5 \cdot 10^4$ ТэВ распадный пробег составляет ~ 3000 м, сравниваясь, возможно, с пробегом для неупругого столкновения с ядрами атомов воздуха. Здесь A - средний атомный вес первичных частиц. Соответствующие условия: $\tau_0 \gamma_1 \geq 5 \cdot 10^{-5}$ с, $\tau_0 \gamma_2 = 10^{-6}$ с, $\tau_0 \gamma_3 \geq 10^{-5}$ с. Лоренц-фактор частиц $\gamma_1 = kE_1/mc^2$, где k - доля энергии, передаваемая в новые частицы, M - их масса, n - число генерируемых частиц. Различные вариации указанных выше параметров ограничивают собственное время жизни τ_0 новых частиц в пределах $5 \cdot 10^{-10}$ с $\geq \tau_0 \geq 10^{-12}$ с, причем в случае малого эффективного сечения, когда частицы участвуют в ядерно-каскадной лавине лишь через распады, приведенные выше соотношения не противоречивы при $n \approx 1$, $A \approx 1$ и $\tau_0 \approx 10^{-12}$ с.

Поступила в редакцию
24 апреля 1980 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. С. Асейкин и др., Изв. АН СССР, сер. физ., 38, 998 (1974).
2. S. I. Nikolsky, V. P. Pavluchenko, E. L. Feinberg, V. I. Yakovlev, Prepr. FIAN, N 69, (1975).
3. V. I. Yakovlev, S. I. Nikolsky, V. P. Pavluchenko, Proc. XY ICRC, Plovdiv, v. 17, 115 (1977).
4. V. I. Yakovlev, S. I. Nikolsky et al., Proc. XVI ICRC, Kyoto, v. 6, 59 (1979).
5. G. J. Thornton, R. W. Clay, Journal of Physics, G, 5, 8, L137 (1979).
6. G. J. Thornton, J. Kuhlmann et al., Proc. XVI ICRC, Kyoto, v. 9, 103 (1979).
7. Р. Антонов и др., ЯФ, 19, I053 (1974).
8. N. N. Kalmykov, Yu. A. Nechin et al., Proc. XVI ICRC, Kyoto, v. 9, 73 (1979).
9. A. M. Hillas, Proc. XVI ICRC, Kyoto, v. 9, 13 (1979).
10. С. И. Никольский, ЖЭТФ, 51, 804 (1966).